大気中固体誘電体沿面における 負インパルスコロナの形成

正員 眞鍋 吉秀 (福岡大)

正員 嶋崎 俊行 (福岡大)

正員 常安 暢 (福岡大)

正員 原 雅則 (九州大)

Formation of Surface Corona on Dielectric Plates under Negative Impulse Voltage in Atmospheric Air

Yoshihide Manabe, Member, Toshiyuki Shimazaki, Member, Itaru Tsuneyasu, Member (Fukuoka University), Masanori Hara, Member (Kyushu University)

The development of surface corona on dielectric plates under negative impulse voltages has been observed with the dust figure technique in atmospheric air. The dielectric plate was inserted perpendicularly to the axis of a rod-to-plane electrode system and the thickness of the plate and the radius of the rod tip were changed to investigate the corona discharge mechanism at the respective corona onset voltages. Experiments show that the first negative corona along the plate surface with a thicker rod than 0.5 cm diameter forms a distribution of the negative space charge in ring shape and the diameter of the ring increases with the rod radius and the plate thickness.

The origin of the ring formation and characteristics on the ring pattern are discussed on the basis of a numerical analysis on electron avalanche developed along the line of electric force around the rod electrode.

キーワード：沿面放電，沿面コロナ，電荷図，電荷重畳法

1. ま え が き

固体誘電体の沿面放電に関しては、高電圧電力機器の絶縁設計との関連だけでなく、物理学的な興味からも多くの研究が古くから行われてきた。その研究の方法としては、帯電させた粉末をふりかけて得られる電荷図や⁽¹⁾、写真フィルムなどを利用したりヒテンベルグ図⁽²⁾が広く用いられている。また、最近では現象そのものに何らの影響も与えずに、その時間的变化を明らかにすることができることから、イメージコンバータカメラが沿面放電の観測にも用いられ、その進展過程などが明らかにされている⁽³⁾。

電荷図は残留電荷の極性が判別できるため、放電機構を解明する手段として極めて有効である。そこで沿面放電だけではなく、気中放電の解明にも広く用いられているが⁽⁴⁾、この電荷図を気中放電の機構解明に利用するには、まず沿面放電によって得られた電荷図の形成過程とその機構について十分に解明しておく必要がある。しかし、沿面放電は種々複雑に変化するため、電荷図形の形成過程や機

構については、十分に解明されているとはいえない。

例えば、ここで述べる負インパルス電圧印加時の場合には、高圧側電極先端の曲率半径が小さく、しかも印加電圧が低ければ、電極先端から放射状に広がるほぼ円形の電荷図が得られるが、高圧側電極の曲率半径が大きくなると、電極先端近傍にはダストの付着しない部分が形成され電荷図は円環状になる⁽⁵⁾。このような電極構成において現れる、いわゆるくさび形ギャップの沿面放電については、SF₆ガス中における種々の絶縁フィルムに対して放電開始電圧などが検討されているが⁽⁶⁾⁽⁷⁾、円環状になる沿面コロナの形成過程と機構については明らかではない。また、パッシェンの法則を用いた沿面コロナ開始電圧の計算法⁽⁸⁾も報告されている。しかし、この方法では不平等電界になると実測値と合わない。

本研究では、高圧側電極として先端が半球状になった黄銅棒電極を用い、棒電極の直径および固体絶縁板の厚さを種々変化して、電圧印加後最初に進展する負インパルス沿面コロナの形成進展過程を電荷図により観測した。その結

図 1 電極配置

Fig. 1. Constitution diagram of electrode.

果、高圧側棒電極の直径が大きくなると、電圧印加後最初に進展する沿面コロナは電極先端中央部よりやや横方向にずれた点から進展し、従ってその場合の電荷図は円環状になることがわかった。また、その場合の沿面コロナの形成過程を明らかにするために、気中棒対平板ギャップにおけるコロナ形成過程⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾と比較対応し、更に電子の電離に関する輸送係数を使って理論的な検討を加えた。それらの結果について詳細に述べる。

2. 実験装置および方法

図 1 に電極配置を示す。実験はすべて大気中にて行い、高圧側の電極としては直径 D が 0.5, 2, 5 および 12.5 cm で先端が半球状の黄銅棒を、接地した背後電極としては一辺が 30 cm の正方形の銅平板を使用した。印加電圧は 1.3/40 μ s の負極性インパルス波形とし、固体絶縁板としては厚さ τ が 1 (固有容量 $C_0=2.6$ pF/cm²), 2 ($C_0=1.3$ pF/cm²), 5 ($C_0=0.52$ pF/cm²), 10 mm ($C_0=0.26$ pF/cm²), 一辺が約 20 cm のアクリル板 (三菱レーヨン製, アクリライト) を使用した。また、アクリル板はデシケータ内にて 15 時間以上乾燥したものを、電圧印加ごとに取り替えて使用し、電荷図作成の場合にはこのアクリル板に十分に乾燥した酸化亜鉛粉末 (製品名; シッカロール) を散布することによって得た。なお、酸化亜鉛粉末を電荷図作成に用いたのは、主として健康に対する安全性のためで、電子複写機用のトナーなどによって得られる電荷図と同様の図形が得られることを確かめている。なお、印加電圧および電流波形の観測には、デジタルメモリー (岩通製, DM-902) を使用した。

3. 実験結果および考察

〈3・1〉 電荷図の形状と大きさ 図 2 はアクリル板の厚さ τ を 2 mm とし、高圧側の電極として先端を半球状にした直径が 5 cm の棒電極に対する電荷図とそのときの電圧-電流オシログラムを示したものである。また、それぞれの電荷図に示した電圧値 V は沿面コロナ発生時の電圧を示したもので、電流パルス発生時の電圧波形から読み

図 2 電荷図とオシログラム ($\tau=2$ mm, $D=5$ cm)

Fig. 2. Dust figures and oscillograms.

取ったものである。(a) 図および (a') 図はほぼ最低の沿面コロナ開始電圧を印加した場合である。この場合ほぼ円環状の電荷図が得られるが、ダストが付着した部分としない部分の境界、すなわち電荷図の輪郭がやや不明瞭である。電流パルスは印加電圧がほぼ波高値に達したところ (電圧印加後約 2.1 μ s), わずかに認められる程度である。(b) 図および (b') 図は沿面コロナ発生時の電圧が (a) 図の場合よりやや高い場合で、(a) 図の円環状の電荷図の上に、更に数箇所強くダストが付着したものが見られ、電流パルスも明瞭に認められるようになる。(c) 図および (c') 図では、更に沿面コロナ発生時の電圧が高い場合で、(b) 図で見られた強く付着したダストの部分が全体に広がり、(a) 図と同様に円環状になっている。しかし、(a) 図と比べ電荷図の境界は極めて明瞭でその大きさも増し、電流パルスは更に大きくなり、ピーク値は 42 mA 程度にもなる。なお、50% 沿面コロナ開始電圧 V_{C50} 程度の電圧印加時には、(c) 図のような円環状の電荷図になることが多く、(b) 図のような形の電荷図は少ない。以上のように、コロナ発生電圧によって、電荷図は三つの形状に分けられるが、本論文ではもっとも多く観測される (c) 図の場合について主に述べる。また、ここで得られた電荷図の電荷の極性は、表面電位計 (川口電機 S-210) による測定から負極性を示すことが認められた。

図 3 は印加電圧が V_{C50} 程度で、アクリル板の厚さ τ を

図 3 電荷図に及ぼす電極直径の影響 ($\tau=1$ mm)
Fig. 3. Effect on dust figure of rod diameter.

図 4 電荷図に及ぼす誘電体厚さの影響 ($D=5$ cm)
Fig. 4. Effect on dust figure of plate thickness.

1 mm とし、棒電極の直径を種々変化した場合の電荷図を示したものである。(a)~(d)図は棒電極の直径 D がそれぞれ 0.5, 2, 5 および 12.5 cm の場合の電荷図である。電荷図の形状はすべて円環状になり、中心部にはほとんどダストの付着しない部分が存在し、円環状の電荷図の大きさは D の増加とともに大きくなることわかる。なお、円環状の電荷図の中にフィラメント状のダストの付着しない部分が認められるが、これはバックディスチャージによるものと思われる。

図 5 リヒテンベルグ図 ($\tau=1$ mm)
Fig. 5. Lichtenberg figures.

図 4 は電極の直径 D を 5 cm 一定とし、アクリル板の厚さ τ を 1, 2, 5 および 10 mm と変化した場合の電荷図を示したもので、この場合も上述と同様に円環状の形状をした電荷図になる。また、円環状の電荷図の大きさは τ の増加とともに大きくなることわかる。なお、電荷図の中心部分には、一部分ダストの付着したところが認められる。そこで、これが沿面コロナ発生により付着したのか、高圧側の棒電極先端がアクリル板に接触することにより生じたものかを確認するために、写真フィルムによるリヒテンベルグ図の観測を行った。

図 5 は幅 70 mm, 厚さ 0.1 mm の X 線フィルムによるリヒテンベルグ図を示したもので、 D が 5 cm, τ が 1 mm の場合である。(a)図の印加電圧はほぼ 50%沿面コロナ開始電圧程度であるが、(b)図の場合には印加電圧が高く、しかも沿面コロナの開始が遅れたため、沿面コロナ開始時の電圧がかなり高い場合である。(a)図のリヒテンベルグ図は図 3 (a)の電荷図と同様な形状と大きさになっている。また、円環状の発光の棒電極先端側部分には点状のやや強い発光が多数存在するが、中心部分には全く発光は認められない。従って、電荷図で認められた中心部のダストの付着した部分は沿面コロナ発生によるものではなく、高圧側電極先端がアクリル板に接していることによるものと考えられる。なお、沿面コロナ発生時の電圧が高い場合には、(b)図に示すように、円環状の発光が外側方向へも内側方向へも増大しており、バックディスチャージによる発光も顕著になっていることがわかる。

以上のことから、高圧側の電極直径 D が大きくなると、電荷図は円環状の形状として認められるようになり、 D あるいはアクリル板の厚さ τ の増加とともに円環状の電荷図の外径が増大することがわかる。すなわち、高圧側の電極直径 D が大きくなるとともに、負沿面コロナは電極先端からではなく、若干先端中心から離れた点から進展していると推定される。そこで、この沿面負コロナの発生進展機構を明らかにするために、気中棒対平板ギャップの場合と比較検討して述べる。

〈3・2〉 無中棒対平板ギャップにおける負インパルスコロナの形成機構 気中ギャップにおける負コロナと比較して沿面負コロナの発生進展機構を明らかにするために、まず気中棒対平板ギャップにおける負インパルスコロ

上側：こま撮り写真様式，下側：流し写真様式

図 6 負コロナ形成進展過程の概念図
Fig. 6. Conceptual figure of development process of negative corona.

ナの形成機構⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾について詳述する。

図 6 は先端が半球状の棒電極対平板気中ギャップにおける負インパルスコロナの形成進展過程を、イメージコンパータカメラの観測写真に基づいて描いた概念図である。なお、同図の上部にはこま撮り写真様式で、下部には流し写真様式で示している。 V_{c50} 程度の電圧を印加した場合、ギャップ軸上負極先端から正極方向へ若干離れた Z_p 点を中心として、拡散的な発光域が観察されるようになる（図中 t_1 ）。この発光域が負極側へ広がり（ t_2 ）、次第にその中央部が突き出して負極に達すると、その到達点から発光波 LW_1 が発生する（ t_3 ）。この LW_1 は前述の発光域中を進展してその発光を強め、かつ発光域を正極性側へ広げ（ t_4 ）、更にその先端からフィラメント状の正極向けの負ストリーマを発生進展させる（ t_5 ）。なお、高圧側の電極直径が小さい場合には、発光波 LW_1 は負ストリーマを進展させることなく進展を停止する場合があります、この場合には負コロナはグロー状となる。以上のように、気中棒対平板ギャップにおいては、棒電極直径が大きい場合、最初に認められる発光は、棒電極先端からではなく、棒電極先端よりやや平板のほうへ離れた点からである。

次に、最初の放電開始場所が以上述べたように電極先端から若干離れた点になることを、電離に関する輸送係数を使って理論的に検討する。いま、気中棒対平板の電極配置において、棒電極に負極性電圧を印加したとき、端子電圧が十分に高ければ、負極から放出された電子は負極近傍の高電界域で電離増殖し、電子なだれが進展する。ギャップ軸を z 軸とし、 z 軸と棒電極先端表面との交点を原点、原点から平板電極方向を z 軸の正方向とする。負極（ $z=0$ ）を出発した単一電子なだれがギャップ軸に沿って $z(\text{cm})$ 進んだときのなだれ頭部の電子数を $n_e(z)$ とすると、

$$n_e(z) = \exp \int_0^z \{ \alpha(\xi) - \eta(\xi) \} d\xi \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

ここで、 α ：電子の衝突電離係数、 η ：電子の付着係数

この電子なだれが、更に $dz(\text{cm})$ 進展する間に発生する正イオンの数および負イオンの数は、それぞれ $n_e(z) \alpha(z) dz$ および $n_e(z) \eta(z) dz$ であるから、単一なだれの進展に伴って、 z 軸に沿う長さ 1 cm 当たり発生するイオンの数、すなわち正イオンの線密度 $N_+(z)$ および負イオンの線密度 $N_-(z)$ は、それぞれ

$$N_+(z) = \alpha(z) \exp \int_0^z \{ \alpha(\xi) - \eta(\xi) \} d\xi \quad (/ \text{cm}) \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$N_-(z) = \eta(z) \exp \int_0^z \{ \alpha(\xi) - \eta(\xi) \} d\xi \quad (/ \text{cm}) \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

ととなる。また、

$$N_n(z) = N_+(z) - N_-(z) \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

とする。この場合は、負極を出発したなだれは、高電界域から低電界域へ向かって進展するので、 $\alpha(z) \geq \eta(z)$ なる区間では、 z の増加とともに $n_e(z)$ は増加し、 $\alpha(z) = \eta(z)$ となる点でその最大値 N_e に達する。一方、 $\alpha(z)$ および $\{ \alpha(z) - \eta(z) \}$ の値は z の増加とともに減少するので、 $N_+(z)$ および $N_n(z)$ の値は $\alpha(z) \geq \eta(z)$ の区間内のある点で最大となる。

ところで、電子なだれに伴う発光が主として電子の衝突励起によるものとし、ある区間内の衝突励起数が同じ区間内の衝突電離数、従って、正イオンの発生数が多いほど多くなるものとする⁽¹¹⁾、電子なだれの進展に伴う発光は $N_+(z)$ の値が大きい区域ほど強いことになる。そのため、電子なだれの進展にともなう発光が全般的に微弱である場合には、最初に観測可能となる発光域は、 $N_+(z)$ が最大となる点 $z = z_m$ を中心として形成されることになる。

ギャップ中の静電界は、Abou-Seader ら⁽¹²⁾が用いた電荷重畳法により計算し、また α および η については、Harrison ら⁽¹³⁾の測定値を次の実験式で表して用いる。

$$\alpha = p \left(4.1846 \exp \frac{-171p}{E} + 4.35 \times 10^{-4} \right) \quad (/ \text{m}) \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

$$\eta = p \left\{ 0.0066 \left(\frac{1.3332E}{p} - 31 \right)^2 + 3.45 \right\} \times 10^{-3} \quad (/ \text{m}) \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

ここで、 E ：電界 (V/m)、 p ：気圧 (Pa)

本研究では 101.3 kPa として計算を行った。

図 7 は D が 25 cm、ギャップの長さ d が 23.8 cm、印加電圧が 321.5 ($\approx V_{c50}$) kV の場合の $E(z)$ および $N_+(z)$ の計算例を示したものである。この場合 $N_+(z)$ が最大となる z の値 z_m は約 1.5 cm である。一方、最初に観察される発光域の中心となる z の値を z_p とすると、 z_p の実測値は 1.5 cm 程度であった⁽⁹⁾。以上のように、棒対平板気中ギャップに負極性電圧を印加した場合には、棒電極の先端から若干平板電極のほうへ離れた点に最初の発光が観察されることが理論的に求められる。

〈3・3〉 沿面放電における負インパルスコロナの形成機構 前節で述べた気中棒対平板ギャップにおいて最初

図 7 電荷分布

Fig. 7. Distribution of electric charge.

図 8 電極配置

Fig. 8. Electrode arrangement.

に発光が観測されるのは、単位長さ当たりの衝突電離数、従って正イオンの線密度 $N_+(z)$ が最大となる点を中心としてである。そこで、このコロナ形成過程を沿面放電の場合に適用して考えると、沿面放電の場合にも高圧側電極の D が大きくなると、同様に負極先端より若干離れた点から放電が開始されるであろう。しかし、沿面放電の場合にはギャップ間には固体誘電体が存在し、負極先端中心部は固体誘電体と接しているため、負極中心よりやや横方向へ離れた $N_+(z)$ の最大となる点から、最初に放電は開始されるものと考えられる。この場合、固体誘電体上に残った電荷は、後述するように、正イオンの線密度 $N_+(z)$ (=単位長さ当たりの衝突電離数) の最大となる点を中心とした沿面コロナの進展に伴う負電荷と考えられるので、本論文では正イオンの線密度 $N_+(z)$ に関する計算結果と負電荷によって形成された電荷図とを比較検討する。

図 8 において、棒電極最先端と固体誘電体が接する点を O 、棒電極先端部分の位置を示す角度を θ とすると、電極表面上のある点 $P(z, r)$ から出発した電子などが、電気力線に沿って高電界域から低電界域へ向かって進展し、

図 9 電極先端近傍の電界強度と正イオン密度
Fig. 9. Field strength near rod electrode tip and positive ion density.

固体誘電体上の点 $r_{\max}$ の近傍 (実際の計算では誘電体表面から $0.1 \mu\text{m}$ の距離まで計算) で最大の $N_+(l_{zr})$ になるとする。 θ がこの場合より小さい場合には、誘電体表面近傍の点で $N_+(l_{zr})$ の値は必ず最大となるが、距離 l_{zr} が短くなるため最大の $N_+(l_{zr})$ の値は $r_{\max}$ の点の場合の値より小さくなる。また、 θ が大きくなると、棒電極先端と固体誘電体の間の空気中におけるある点で $N_+(l_{zr})$ の値は最大となるが、 θ が大きくなるに従って電界が低下するので、 θ の増加とともに最大の $N_+(l_{zr})$ の値は減少する。従って $N_+(l_{zr})$ の値が最大となる場所は、固体誘電体近傍のある点になる。この固体誘電体板近傍の場所を明らかにするために、 θ を変化して誘電体板近傍の種々の点における $N_+(l_{zr})$ を電子計算機により求めた。電界は電荷重畳法により求め、 α および η はそれぞれ (5) 式および (6) 式を用いた。なお、この計算での電位の誤差は、最大 $2 \times 10^{-2} \text{ V}$ であった。

図 9 は D が 5 cm 、 r が 10 mm 、 V が 16.6 kV ($\approx V_{C50}$) の場合において、棒電極上のある点、すなわち θ が 12.2° における電極表面上の点 $P(z, r)$ を出発した電子などが、誘電体板近傍のある点までの距離 l_{zr} を進展したときの、 $N_+(l_{zr})$ および電界強度 $E(l_{zr})$ の変化を示したものである。 $N_+(l_{zr})$ は l_{zr} の増加とともに指数関数的に増加し、 $l_{zr} = 0.574 \text{ mm}$ 、すなわち誘電体表面近傍になるまで増加し続け、固体誘電体表面近傍で最大となる。また電界強度 E の低下は極めて少ない。

図 10 は r を 1 mm 、印加電圧を図 3 の実測値とした場合の棒電極先端からの距離 r に対する固体誘電体表面近傍における $N_+(l_{zr})$ の計算結果を、4 種類の棒電極直径 D に対して示したものである。 r の最大値 $r_{\max}$ は D の増加とともに増大し、 D が $0.5, 2.0, 5.0$ および 12.5 cm の場合 $r_{\max}$ は、それぞれ $0.94, 2.0, 3.3$ および 5.2 となる。この $r_{\max}$ はこの点を中心として、最初に放電による発光が観測されると思われる場所である。しかし、放電の発光を表すリヒテンベルグ図と電荷図とは、その大きさなどよく一致することが知られているので、これらの計算結果と電荷図とを比較検討すると、図 11 に示すように、 D

図 10 正イオン密度の変化 ($\tau=1$ mm)
Fig. 10. Positive ion density for various D .

図 13 正イオン密度の τ による変化
Fig. 13. Relation between density of positive ion and thickness of acrylic plate.

図 11 $r_{\max}$ と r_R の比較
Fig. 11. Comparison between $r_{\max}$ and r_R .

図 12 印加電圧に対する正イオン密度変化
Fig. 12. Relation between density of positive ion and applied voltage.

が 0.5 から 12.5 cm の広い範囲で円環状になる電荷図の内径と外形の和を 2 で割った平均半径 r_R の実測値とよく一致する。また、この場合の $N_+(l_{zr})$ は $3.3 \times 10^6 \sim 4.3 \times 10^6$ 個/cm であった。従って、 $N_+(l_{zr})$ がほぼ 10^6 個/cm

を超えるような場所では、放電による発光が認められ、また誘電体板上では後述するが、図 2 (a) に示すような電荷図が、まず形成されるようになるものと考えられる。

図 12 は D を 5 cm, τ を 1 mm とした場合、棒電極先端からの距離 r に対する固体誘電体表面近傍における $N_+(l_{zr})$ の計算結果を、3 種類の印加電圧に対して示したものである。印加電圧が図 3 の実測値として計算した場合、 $N_+(l_{zr})$ の最大となる $r_{\max}$ は約 3.3 mm で、これは図 4 (a) の場合の円環状の電荷図の内径と外径の平均半径 r_R とほぼ一致する。また、印加電圧を高くするにつれて、 $N_+(l_{zr})$ の値が最大となる $r_{\max}$ の値はやや大きくなるが、それ以上に印加電圧を図 3 の実測値から約 10% 増加したとして計算すると、 $N_+(l_{zr})$ の値が 3.3×10^6 個/cm から、 3.2×10^7 個/cm まで著しく増加することがわかる。すなわち、印加電圧が高くなり、沿面コロナ発生時の電圧が高い場合には $N_+(l_{zr})$ の値が大きくなるとともに、光あるいは電荷図として観測できるであろう 10^6 個/cm 程度の $N_+(l_{zr})$ を超える r の範囲も $r_{\max}$ を中心として前後に増加するので、図 5 (b) のように、幅の大きい円環状のリヒテンベルグ図が得られるものと思われる。

図 13 は同様にして τ が 1, 2, 5 および 10 mm の場合について $N_+(l_{zr})$ を求めたもので、 τ が大きくなるとともに $r_{\max}$ は大きくなり、図 4 における τ が 1 から 10 mm の範囲で、 τ の増加に対する円環状電荷図の内径と外径の平均半径 r_R の増加の実験結果とよく一致する。これは、 τ が増加するほど、固体誘電体表面の電界 E が、 r の増加により急激に減少すること⁽¹⁴⁾によるものと思われる。

以上述べたように、固体誘電体表面上の $r_{\max}$ 点を中心として最大の $N_+(l_{zr})$ が誘電体表面近傍に形成され、この $r_{\max}$ 点と円環状電荷図の内径と外径の平均半径 r_R がよく一致する。従って、沿面負コロナの形成過程は気中棒対平板ギャップの負ストリーマの場合と比較して考察すると、以下のようなものと考えられる。

図 14 沿面コロナ進展モデル

Fig. 14. Development model of surface corona.

図 14 に沿面コロナ進展のモデル図を示す。沿面放電の場合にはギャップ中には固体誘電体が存在し、負極先端中心部は固体誘電体と接している。そのため電圧を印加すると、負極中心よりやや電極表面近傍の電子が電界によって加速され、電子なだれが成長し[(a)図]、負極中心よりやや横方向へ離れた固体誘電体表面上のある点 $r_{\max}$ を中心として正の空間電荷が誘電体表面近傍に蓄積され、誘電体表面上には発光域 LZ が形成されるものと考えられる[(b)図]。この正の空間電荷の増加は負極近傍の電界を増し、そのため発光域 LZ は電気力線に沿って進展し[(c)図]、負極の先端中心ではなく、やや横方向にずれた点に到達すると考えられ、この発光域 LZ が負極に到達すると、この到達点からは気中放電では電離電圧波⁽¹⁵⁾と呼ばれる発光波 LW が固体誘電体表面まで逆行し、固体誘電体表面の発光を強め、更に発光域 LZ、すなわち沿面負コロナを固体誘電体に沿って進展させるものと思われる[(d)図]。従って、固体誘電体表面上には円環状の電荷図が観測されるものと考えられる。

すなわち、固体誘電体表面上の点 $r_{\max}$ を中心として正の空間電荷が誘電体板表面のごく近傍の空間に蓄積され、その前面(固体誘電体側)に存在する負の空間電荷の固体誘電体への付着によって形成された電荷図が図 2 (a)の場合で、従ってダストの付着した部分と付着しない部分の境界、すなわち電荷図の輪郭がやや不明瞭である。なお、気中棒対平板ギャップにおけるこのような段階での発光は、やや拡散的なグロー状の発光として認められる(図 6, t_1 , t_2 でのこま撮り図)。その後、沿面コロナ発生時の電圧が前述の場合より若干高ければ、更に濃密な正イオン群の中

央部分が負極に向かって進展し、負極からは発光波が進展して固体誘電体表面に達した後、その部分から更に沿面負コロナが進展するものと考えられる。なお、正イオンの移動速度が $1.0 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 程度⁽¹⁶⁾($\tau=10 \text{ mm}$, $D=5 \text{ cm}$, $V=16.6 \text{ kV}$ の場合)とすると、誘電体表面近傍から棒電極までの距離 0.574 mm の移動時間は約 $0.6 \mu\text{s}$ となる。図 2 (b) は円環状の電荷図の一部、数箇所から更に沿面負コロナが進展している場合であるが、(c) 図はほぼ全体にわたって進展したもので、この場合の電荷図のほうが一般によく見られる電荷図である。発光波の誘電体表面到達後、更に進展する沿面負コロナは、固体誘電体表面に沿って負極とは反対方向に進展するだけではなく、円環状に固体誘電体上に残留した負電荷の電荷量がある値を超えれば、負極先端方向にも進展することが予想され、これは(c) 図における円環状になった電荷図の輪郭が、(a) 図とは違い、外側だけでなく内側部分も明瞭であることから、やはり両方向へ沿面負コロナは進展したものと考えられる。なお、円環状の電荷図の中にフィラメント状のように認められるバックディスチャージは、印加電圧が波高値に達し、その後減衰し始めると、誘電体表面に残留した負電荷のため相対的に棒電極のほうの電位が正となるため、棒電極から円環状に残留した負電荷部分の中心部に正ストリーマが進展し、その後誘電体表面を外方向に向かって進展したものである。

4. ま と め

高圧側の電極直径を大きくした場合の負インパルス沿面コロナを、電荷図を用いて観測するとともに、沿面コロナの進展過程を理論的に考察して、その形成機構を明らかにした。

それらの結果を要約すると次のようになる。

(1) V_{C50} 程度の電圧を印加した場合、高圧側棒電極の径を大きくすると、これによって得られる電荷図は円環状になる。

(2) 理論的に求めた最大の正イオン線密度になる固体誘電体上の点 $r_{\max}$ と、円環状になる電荷図の内径と外径の平均半径 r_R はよく一致する。

(3) 固体誘電体上に形成された輪郭がやや不明瞭な電荷図は、電圧印加後、誘電体表面上の点 $r_{\max}$ を中心として正の空間電荷が誘電体表面の近傍に蓄積され、その前面(固体誘電体側)に存在する負の空間電荷の固体誘電体への付着によって形成される。

(4) 輪郭が明瞭な円環状の電荷図は、誘電体表面上の点 $r_{\max}$ から電極中心軸方向あるいはそれと反対方向に進展する沿面負コロナによって形成される。

本研究では、第 1 沿面コロナ形成初期であるため、空間電荷電界がほぼ問題とならない条件である。そのため、実測結果と計算結果がよく適合したのと考えられるが、今後は空間電荷電界がより支配的になる沿面コロナの進展や後続ステップの沿面コロナの進展などにも取り組み、より

いっそうの放電過程や機構の解明を行うつもりである。

最後に、卒業研究として本実験の遂行に協力いただいた卒論生の方々に感謝いたします。なお、本研究の一部は、福岡大学総合研究所の研究費によるものである。

(平成5年12月28日受付, 同6年3月25日再受付)

文 献

- (1) Y. Murooka & S. Koyama: "Nanosecond Surface Discharge Study by Using Dust Figure Techniques", *J. Appl. Phys.*, **44**, 1576 (1973)
- (2) F. H. Merrill & A. Von Hippel: "The Atomphysical Interpretation Lichtenberg Figures and thier Application to the Study of Gas Discharge Phenomena", *ibid.*, **10**, 873 (1939)
- (3) A. Kawashima & S. Hoh: "Observation of Surface Discharges Using Image-Converter Camera", International Symposium High Voltage Engineering, Zurich, 465 (1975)
- (4) E. Nasser & L. B. Loeb: "Impulse Streamer Branching from Lichtenberg Figure Studies", *J. Appl. Phys.*, **34**, 3340 (1963)
- (5) 眞鍋・嶋崎・常安: 「負インパルス電圧印加時における沿面ストリーマの形成過程」, 平4電気学会全大, p. 161
- (6) 乾・寺西・大久保・柳父: 「SF₆ガス中くさびギャップにおける部分放電特性」, 電学論A, **110**, 126 (平2-7)
- (7) 乾・山田・村瀬・寺西・大島: 「SF₆ガス中くさびギャップを有する系でのインパルス絶縁破壊」, 同上A, **112**, 106 (平4-2)
- (8) M. C. Halleck: "Calculation of Corona-Starting Voltage in Air-Solid Dielectric Systems", *AIEE, PAS-761*, 211 (1956)
- (9) 常安・赤崎: 「大気中の棒対平板ギャップにおけるインパルスコロナの進展機構」, 静電気学誌, **3**, 307 (昭54)
- (10) 常安・嶋崎・赤崎: 「大気中棒対平板ギャップの負インパルスフラッシュオーバー過程」, 電学論A, **98**, 373 (昭53-7)
- (11) 細川・近藤・三好: 「空気中負性コロナの前駆現象II」, 電学誌, **90**, 1123 (昭45)
- (12) M. S. Abou-Seada & E. Nasser: "Digital Computer Calculation of the Electric Potential and Field of a Rod Gap", *Proc. IEEE*, **56**, 813 (1968)
- (13) M. A. Harrison & R. Geballe: "Simultaneous Measurement of Ionization and Attachment Coefficients", *Phys. Rev.*, **91**, 1 (1953)
- (14) 嶋崎・眞鍋: 「大気中PETフィルムの正インパルス沿面フラッシュオーバー過程」, 電学論A, **110**, 77 (平2-1)
- (15) L. B. Loeb: *Electrical Coronas* (1965) Univ. of California Press
- (16) S. Badaloni & I. Gallimberti: "Basic Data of Air Discharges", Padova University Report UPee 72/05 (1972)

眞鍋 吉秀 (正員) 1949年11月2日生。1972年3月福岡大学工学部電気工学科卒業。同年4月同大学工学部電気工学科副手, 1974年4月同助手, 現在に至る。この間, 主として沿面放電の研究に従事。

嶋崎 俊行 (正員) 1944年12月23日生。1967年3月福岡大学工学部電気工学科卒業。1972年3月同大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月同大学工学部電気工学科助手, 1977年4月同講師, 1981年4月同助教授, 1992年10月同教授, 現在に至る。工学博士。主として, 気中放電および沿面放電の研究に従事。照明学会, 静電気学会会員。

常安 暢 (正員) 1926年1月15日生。1948年3月熊本工業専門学校電気科卒業。1960年4月九州大学工学部電気工学科助手。1965年4月福岡大学工学部電気工学科助教授, 1975年4月同教授, 現在に至る。工学博士。この間, 主として気中および沿面放電の研究に従事。静電気学会会員。

原 雅則 (正員) 1942年4月13日生。1972年3月九州大学大学院工学研究科博士過程修了。同年4月九州工業大学講師, 1973年3月同助教授。1975年4月九州大学工学部助教授, 1986年6月同教授。工学博士。主として, 高電圧工学, 放電工学, 大気環境工学, 超電導工学, バイオ工学に関する研究に従事。1980年電気学会論文賞, 1982年静電気学会論文賞受賞。IEEE Senior, 低温工学協会, 静電気学会会員。